

中間エネルギー陽子及び 粒子による厚いターゲットの生成中性子スペクトルに関する実験的研究

著者	明午 伸一郎
号	2272
発行年	1998
URL	http://hdl.handle.net/10097/7545

氏 名	明午 伸一郎
授 与 学 位	博士 (工学)
学位授与年月日	平成11年3月25日
授与学位の根拠法規	学位規則第4条第1項
研究科、専攻の名称	東北大学大学院工学研究科 (博士課程) 量子エネルギー工学専攻
学 位 論 文 題 目	中間エネルギー陽子及び α 粒子による厚いターゲットの生成中性子スペクトルに関する実験的研究
指 導 教 官	東北大学教授 平川 直弘
論 文 審 査 委 員	主査 東北大学教授 平川 直弘 東北大学教授 阿部 健 東北大学教授 中村 尚司 東北大学助教授 馬場 護

論文内容要旨

1. 序論 近年、粒子加速器の目覚ましい発展に伴い中間エネルギー ($0.02 < E < 2 \text{ GeV}$) の大強度粒子加速器の超ウラン元素の消滅処理や核破砕中性子源等の様々な利用法が提案されている。これらの加速器施設の建設にあたっては、中性子線源としての特性評価に加え遮蔽設計等を行う必要があるが、そのためには入射粒子がターゲット内で生成する中性子のエネルギースペクトルに関するデータが必要である。実際の施設の設計では、スペクトルの計算には核内カスケードと蒸発モデルに基づいた核子・中間子輸送計算コードが使用されているが、実験データが少ないために計算コードの検証は十分に行われていないのが現状である。入射粒子の飛程または中性子の平均自由行程よりも厚いターゲット (以下 厚いターゲットと称す) で生成する中性子のスペクトル測定は極めて限られており、特に 0.6 GeV 以上の陽子入射に対するデータは全く存在しない。

中性子スペクトル及び断面積測定には検出効率が高い NE213 等の有機シンチレータがよく使用されているが、 20 MeV 以上の領域においてはシンチレータ構成核種と中性子の相互作用に関する断面積データが十分に整備されておらず荷電粒子の発光量も良く知られていないので、検出効率にはかなりの不確かさがある。検出効率は通常モンテカルロコードによって計算されるが、検出効率計算コード間でレスポンス関数と検出効率に食い違いを示している。

そこで、本研究は加速器施設の建設に必要な基礎データの取得及びこれらの施設の設計に用いられている粒子輸送計算コードの検証のために、中間エネルギー陽子及び α 粒子の厚いターゲット入射に伴う生成中性子スペクトルの信頼性の高いデータを取得し、そのデータを輸送計算コードの結果と比較しコードの精度検証を行うことを目的とする。そのために、 GeV 領域までの中性子スペクトルの測定手法を検討し中性子検出器として適当と考えられる NE213 の検出効率とレスポンス関数の測定を行う。測定結果と検出効率の計算結果との比較によって、検出効率計算コードの検証と改良を行う。次に改善された計算コードによる検出効率を用いて、陽子及び α 粒子入射に伴って厚いターゲットから生成する中性子のエネルギースペクトルの測定を行う。本研究では、 $0.5, 1.5 \text{ GeV}$ 陽子に対する生成中性子スペクトルの実験データと 68 MeV 陽子及び 100 MeV α 粒子に対する生成中性子スペクトルの実験データを取得する。更に、得られた中性子スペクトルと核子・中間子輸送計算コード (NMTC/JAERI)、量子分子動力学 (QMD) と統計崩壊モデル (SDM) による計算結果と比較し、計算コードの問題点を明らかにするとともに、その原因を解明する。

2. 有機液体シンチレータを用いた 20 MeV 以上の中性子のスペクトル測定法の開発

20 MeV 以上の中性子スペクトル測定法の確立のために、直径 12.7 cm、厚さ 12.7cm の NE213 シンチレータの検出効率とレスポンス関数を 25, 30 および 65 MeV 中性子に対して測定した。測定は原研東海研タンデム加速器と高崎研サイクロトロン施設 (TIARA) で行った。 ${}^7\text{Li}(p,n_0,1)$ 反応で生成する準単色中性子と反跳陽子型テレスコープ (PRT) を用い 4 % 以下の精度で絶対中性子束を測定した。その結果、測定で得られた NE213 の検出効率の誤差は 4~6 % であった。

実験値を、検出効率計算コード CECIL および SCINFUL の計算値と比較した。この結果、CECIL のレスポンス関数は n-p 断面積の前方角における過大評価のために大きくなっていることがわかった。また、SCINFUL で得られたレスポンス関数は CECIL と比べ実験値と良い一致を示すものの、 $\text{C}(n,d_0)$ 反応による重陽子の発光量が小さいことがわかった。このため Murray と Meyer の経験則を用いて SCINFUL の重陽子の発光量を変更した。さらに n-p 散乱断面積も、phase shift 解析のものと置き換えた。その結果、改良した SCINFUL(SCINFUL-R) によるレスポンス関数はオリジナルの SCINFUL (SCINFUL-O) よりも実験値と良い

一致を示した。測定で得られた検出効率を図 1 に示す。SCINFUL-R, -O による中性子の検出効率は実験値と誤差内で一致したが、CECIL による検出効率は実験値に比べて 20 % 程度大きくなった。これは、SCINFUL で使用する $\text{C}(n,z)$ 反応のエネルギースペクトルは実験値及び評価値と良い一致を示すのに対して、CECIL で使用する $\text{C}(n,x\alpha)$ 反応のエネルギースペクトルは大幅に過大評価するためである。これらの結果により、SCINFUL-R による ${}^{60}\text{Co}$, Am-Be バイアスの検出効率は 4~6 % の精度であると考えられる。80 MeV 以上の検出効率は、CECIL による検出効率を SCINFUL-R の値に規格化することにより導出した。以上により 20 MeV 以上の中性子スペクトルの信頼できる測定が可能となり、本研究で得られた検出効率は厚いターゲットから生成する中性子スペクトル測定のみならず、薄いターゲットによる中性子生成二重微分断面積の測定精度の向上にも寄与した。

3. 0.5 および 1.5 GeV 陽子による厚い鉛ターゲットの生成中性子スペクトル測定

高エネルギー加速器機構 (KEK) の 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) の東カウンターホールの π^2 ビームラインにおいて、0.5 および 1.5 GeV 陽子を厚い鉛ターゲット (厚さ 20 cm) に入射させて生成中性子スペクトルを飛行時間法を用いて測定した。実験に用いた体系を図 2 に示す。 π^2 ビームラインでは入射粒子はシンクロトロン内の内部標的に生成した二次粒子として供給されるために、ターゲットに入射する粒子には陽子のみならず π^+ 中間子なども含まれるので、2つのシンチレータ (S01・S02 および P01・P02 の組み合わせ) を約 20 m 離して設置し、その間の飛行時間によって陽

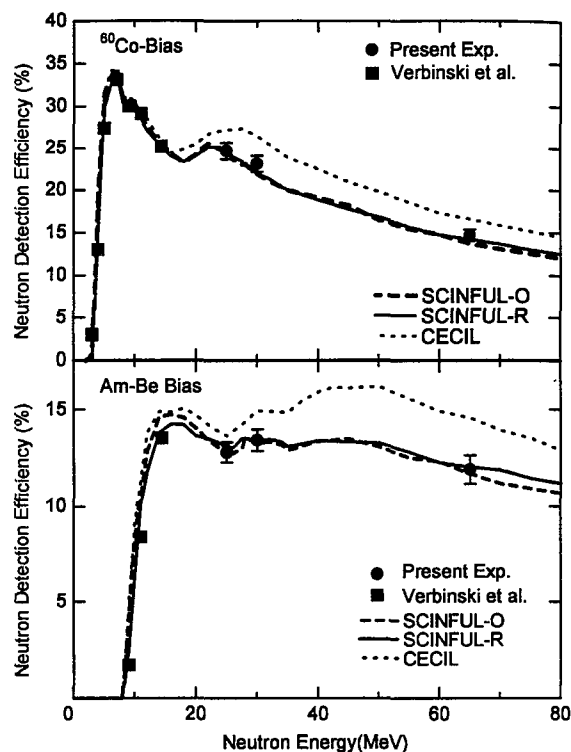


図 1: ${}^{60}\text{Co}$ と Am-Be バイアスの NE213 の検出効率。

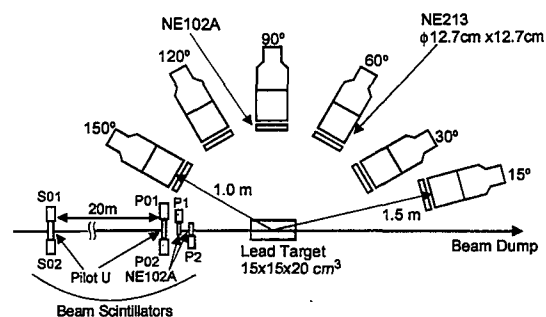


図 2: 0.5, 1.5 GeV 陽子に対する厚い鉛ターゲットからの生成中性子スペクトル測定に用いた実験体系

子を π^+ 中間子から弁別した。時間分解能を高めつつ、またパイルアップを防ぐために、シンチレータにはシンチレーション光の減衰時間が短い Pilot U シンチレータ (厚さ 5 mm) を用いた。中性子検出器には検出効率測定に使用したのと同じのものを使用し、実験を効率的に行うために、6 個の NE213 を使用した。ターゲットから生成する荷電粒子を中性子から弁別するために、NE213 の表面から 2 cm のところにプラスチックシンチレータを設置した。ビーム入射方向に対し 30° から 150° までの方向にターゲットの中心と検出器表面の距離が ~ 1 m となるように検出器を配置した。このような短い飛行距離としたのは、入射陽子の強度が非常に弱いためであるが、この配置によって生成中性子の床散乱の影響を小さくすることができた。 15° の角度に対しては、高いエネルギーを持つ中性子が多く生成することが予測されるので、エネルギー分解能を向上させるためにターゲットからの距離を 1.5 m とした。飛行時間のスタート信号がビームシンチレータから生成されるために時間分解能が 0.4 ns と良かったので、このような短い距離でも数十 MeV のエネルギー領域まで、良いエネルギー分解能を得ることができた。

本測定により 0.6 GeV 以上の入射エネルギーにおける初めてのデータが得られた。測定で得られた結果は、0.5 GeV 陽子に対し放射化検出器を用いて得られた積分的な結果と整合した。

4. 68 MeV 陽子および 100 MeV α 粒子による厚いターゲットからの生成中性子スペクトル測定

TIARA の重イオンターゲット室の HB ビームコースにおいて、68 MeV 陽子および 100 MeV α 粒子による厚いターゲットからの生成中性子スペクトルを飛行時間法で測定した。ビーム電流はターゲットに接続したカレントデジタイザを用いて測定した。ターゲットは陽子入射に対して、Be, C, Al, Cu, Au および Pb, α 粒子入射に対して、C, Fe, Zr および Au を使用した。ターゲットに荷電粒子を入射することにより大量の電子がターゲットから放出されるが、これによりビーム電流を過大評価する恐れがある。このため、この電子の放出を抑えるために太さ 0.1 mm のステンレス鋼メッシュでターゲットの周りを囲み、これに -500 V の電圧を印加した。本測定で使用した入射ビーム強度は上記の KEK における測定よりも大きく時間分解能は低いので、本測定ではターゲットから検出器までの距離を 5 m と長くした。 60° から 120° の角度範囲では高いエネルギーの中性子がほとんど生成されないため、測定を効率的に行うため、この角度範囲に対する飛行距離を 2.5 m と短くした。

本測定で使用した中性子の飛行距離は KEK の測定に比べ長いこと、床および壁などによる室内散乱の寄与が大きいことが予想される。よって、室内散乱の寄与を差し引くために、ターゲットと中性子検出器の間に長さ 80 cm の鉄のシャドバーを置いて室内散乱の寄与の測定を行った。この測定は全角度について行い、シャドバー無しの測定からシャドバー有りの測定を差し引き、正味の中性子スペクトルを得た。

本測定では、飛行時間法の利用により過去にアンフォールディング法で得られているデータより信頼性の高いスペクトルデータを得た。

5. ターゲットから放出される中性子スペクトルの計算

ターゲットから放出される中性子スペクトルを核子・中間子輸送計算コード NMTC/JAERI と MCNP-4A を用いて計算した。この時に、(a) Bertini カスケードモデルと自由空間の核子-核子 (N-N) 断面積、(b) Bertini カスケードモデルと媒質中の N-N 断面積、(c) ISOBAR カスケードモデルと媒質中の N-N 断面積、の 3 つのモデルを考え、陽子入射に対して計算を行った。

更に、量子分子動力学 (QMD) と統計崩壊モデル (SDM) の組み合わせ (QMD+SDM) を用いて中性子スペクトル計算した。QMD+SDM では核外カスケードによる輸送計算を取り扱っていないので、この輸送計算の手法を新たに開発し、陽子および α 粒子入射に対して計算した。

6. 実験値と輸送計算コードの結果との比較

0.5, 1.5 GeV 陽子に対する実験結果と NMTC/JAERI の計算結果との比較を図 3 に示す。自由空間の核子・核子散乱断面積と Bertini カスケードモデルを用いた NMTC/JAERI の計算結果 (実線) は全体として実験値と良い一致を示すものの、数 10 MeV 領域では実験値の 50 %程度と過小評価すること、この領域の不一致は核内の媒質効果 (破線) を考慮すると軽減されることがわかった。また、Bertini カスケードモデルによる計算結果は後方角のスペクトルを過小評価するが、核内でのポテンシャルによる反射・屈折を考慮した ISOBAR カスケードモデル (一点鎖線) を用いることで後方角の過小評価が改善されることがわかった。さらに 68 MeV 陽子に対しても、Bertini カスケードモデルを用いた NMTC/JAERI による計算は全体的に実験と良い一致を示すものの、前方角で高エネルギー部のスペクトルを 10 倍程度過大評価し、後方角で 10 MeV 以上のスペクトルを実験値の 1/4 程度と過小評価することがわかった。これらの食い違いも ISOBAR カスケードモデルにより、大幅に改善されることが確認された (図 4)。従って、生成中性子スペクトルを予測する上で核内の媒質効果や反射・屈折の効果を考慮することが重要であることが示された。

0.5 GeV 陽子入射に対する QMD+SDM の計算は、前方角の 300 MeV 以上のスペクトルを実験値の 1/3 倍程度と過小評価するが、全体的に実験結果と良い一致を示した。特に後方角において、QMD+SDM の計算が NMTC/JAERI で ISOBAR カスケードモデルを用いた場合より実験データと良い一致を示すことがわかった。

また、68 MeV 陽子に対する結果との比較を (図 4) より、このエネルギー領域では QMD+SDM の計算は中重または重核種のターゲットに対しては適用性に問題があるものの、軽核種のターゲットに対しては NMTC/JAERI

よりも実験値を良く再現することがわかった。100 MeV α 粒子入射に対する QMD+SDM の計算結果は実験値と概ね一致するものの、スペクトル形状にはかなりの差異があった。しかしながら、他の実験データである入射エネルギーが 710 MeV (177 MeV/u) の場合には、前方角の高エネルギー部を除き QMD+SDM の計算は実験を良く再現した。これにより、QMD+SDM の計算が入射エネルギーが 100 MeV/u 以上の場合には、スペクトルを予測する上で有力な手法であることを示した。

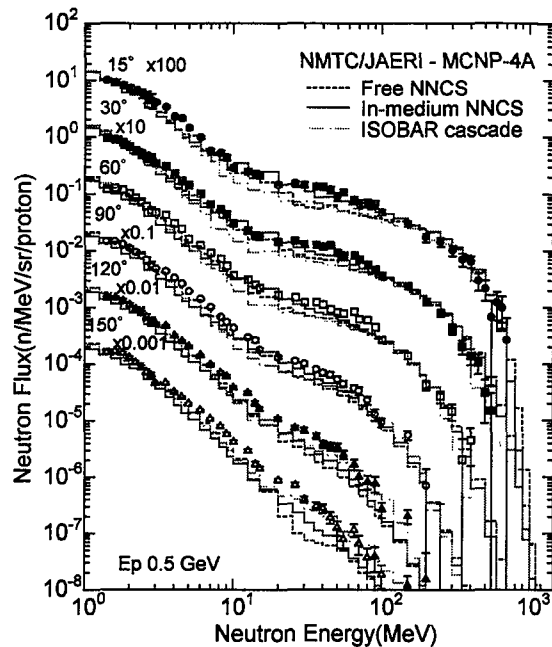


図 3: NMTC/JAERI による計算 0.5 GeV 陽子による厚い鉛ターゲットの生成中性子スペクトルの NMTC/JAERI の計算結果と実験結果の比較。

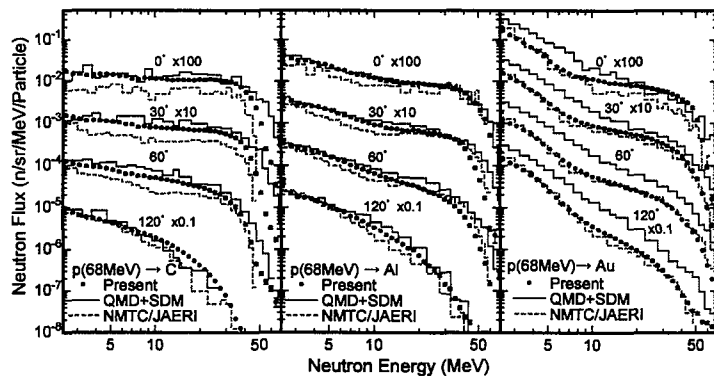


図 4: 68 MeV 陽子に対する ISOBAR カスケードモデルを用いた NMTC/JAERI および QMD+SDM による計算結果と実験値の比較

審査結果の要旨

近年、粒子加速器の目覚ましい発展に伴い、中間エネルギー ($0.02 < E < 2\text{GeV}$) の大強度粒子加速器の様々な利用法が提案されている。これらの施設の建設に当っては、中性子線源としての特性評価、遮蔽設計、環境物質の放射化等の評価のために入射粒子がその飛程より厚い種々のターゲットに入射した場合に生成する中性子のエネルギースペクトルに関するデータが必要とされているが、現状ではそれらに対する実験データは極めて乏しく、その結果、実際の施設設計に用いられるべき計算コードの検証も十分になされていない。著者はこの点に着目して、国内の加速器施設においてこれらの実験データを取得するとともに、その結果をカスケード蒸発モデル (NMTC/JAERI) 及び量子分子動力学と統計崩壊模型 (QMD+SDM) に基づく計算結果と比較して、これらの計算コードの適用性を検証したもので、全編 8 章より成る。

第 1 章は序論である。

第 2 章では、GeV 領域までの中性子スペクトル測定手法を検討し、中性子検出器として適当と考えられる液体シンチレータ (NE213) の検出効率と応答関数の測定を行い、検出効率計算コード SCINFUL を改良することにより、検出効率の不確かさを 6% 以内にまで改善できたことを述べている。これは今後の各種実験に適用できる重要な成果である。

第 3 章では高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において 0.5 及び 1.5 GeV の陽子を鉛ターゲットに入射させたときの生成中性子スペクトルのデータを取得し、これが放射化法で得られた積分的手法の結果と整合することを述べている。0.8 GeV 以上でのデータは世界で始めて取得されたもので貴重な成果である。

第 4 章では 68 MeV 陽子に対し 8 核種、100 MeV α 粒子に対し 4 核種のターゲットから発生する中性子スペクトルを取得した実験の概要及びその結果について述べている。

第 5 章ではターゲットより放出される中性子スペクトルを計算するための計算コード NMTC/JAERI 及び QMD+SDM について説明している。

第 6 章では 0.5、1.5 GeV 陽子に対する実験値と計算値の比較を行い、NMTC/JAERI は全般的には実験値と良い一致を示すものの低エネルギー部で過小評価があること、これが核子-核子散乱断面積として核内での反射・屈折を考慮した ISOBAR モデルの採用により改善できること、また QMD+SDM は実験値を良く再現できることを述べている。

第 7 章では 68 MeV 陽子及び 100 MeV α 粒子に対する実験値と計算値の比較を行い、NMTC/JAERI は全般には良い一致を示すものの高エネルギー成分を過大評価すること、これが ISOBAR コードを用いることにより改善できること、また QMD+SDM は軽核種に対しては良い一致を示すものの、中重・重核では実験値に対し過大評価となり、核子当りのエネルギーが 100 MeV 以下の場合には、今後改良することが必要なことを述べている。

第 8 章は結論である。

以上要するに本論文は、これまで極めてデータの乏しかった中間エネルギー陽子及び α 粒子入射に対する厚いターゲットからの生成中性子スペクトルの測定を行い、新たな実験データを与えるとともに、これらを解析することによって、計算コードの適用性の検証を行ったもので、量子エネルギー工学、特に加速器応用工学の進展に寄与するところが少なくない。

よって、本論文は博士 (工学) の学位論文として合格と認める。